

538.566

# НЕЛИНЕЙНОЕ РАССЕЯНИЕ РАДИОВОЛН МЕТАЛЛИЧЕСКИМИ ОБЪЕКТАМИ

В. Б. Штейншлейгер

## СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение . . . . .	131
2. Нелинейные свойства контакта металл — окисел — металл . . . . .	132
3. Некоторые закономерности нелинейного рассеяния радиоволн, вызванного контактами металлических поверхностей . . . . .	137
4. Заключение . . . . .	144
Цитированная литература . . . . .	145

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В начале 40-х годов было обнаружено <sup>1</sup>, что когда в электромагнитном поле мощных радиопередатчиков связанных радиостанций находятся металлические конструкции, то возникают нелинейные эффекты, заключающиеся в появлении рассеянных радиоволн на комбинационных частотах и гармониках, отсутствовавших в излучении передатчиков, а также в появлении взаимной модуляции радиоволн (кроссмодуляции), подобно тому, как это имеет место в ионосфере при люксембург-горьковском эффекте <sup>2</sup>.

Позднее, при экспериментах на морских судах, оснащенных несколькими достаточно мощными радиостанциями, выяснилось <sup>3</sup>, что основным источником этого нелинейного рассеяния радиоволн являются контакты металлических частей объектов, находящихся в поле радиопередатчиков (места соединений и крепления проволочных антенн, части корпуса корабля, резьбовые соединения металлических деталей и т. п.).

Такое нелинейное рассеяние радиоволн приводило к недопустимо высокому уровню помех при радиоприеме (интермодуляционные помехи — ИМП), часто превышавшему уровень полезных сигналов в этих частотных каналах <sup>3</sup>.

Частота  $f_x$  ИМП определяется соотношением

$$f_x = mf_1 + nf_2 + \dots + qf_r, \quad (1)$$

где  $f_1, f_2, \dots, f_r$  — частоты передатчиков,  $m, n, q$  — целые положительные или отрицательные числа (включая нуль), а сумма  $|m| + |n| + \dots + |q|$  — обозначает порядок интермодуляционной помехи (в простейшем случае  $f_x$  — частота гармоники соответствующего порядка).

Характерной особенностью наблюдавшихся ИМП было то, что наиболее интенсивными являлись помехи третьего порядка (с частотами  $2f_1 \pm f_2$  при двух передатчиках), в простейшем случае — помеха на частоте третьих гармоник ( $3f_1, 3f_2$ ).

Аналогичные нелинейные эффекты наблюдались в приеме-передающих трактах многоканальных систем связи на сверхвысоких частотах (СВЧ). Их источником были контакты в местах разъемных соединений волноводных или коаксиальных линий передач <sup>4</sup>, металлические витые оболочки кабелей <sup>5</sup>

и т. п. Особенно вредными являлись ИМП на комбинационных частотах  $2f_1 - f_2$ , которые попадают в используемую полосу частот при достаточной близости частот  $f_1$  и  $f_2$ . В неплотно собранных фланцевых соединениях волноводных трактов уровень этих ИМП мог достигать  $-55$  дБ/Вт (при мощности передатчиков порядка 1 Вт), т. е. был весьма велик <sup>4</sup>.

Вместе с тем оказалось, что эти нелинейные эффекты могут найти и полезные применения. Так, возникновение комбинационных частот 3-го порядка использовалось для обнаружения скрытых дефектов в линейных пассивных радиокомпонентах (резисторах, конденсаторах и т. п.) и в местах контактов, где трудно, если не невозможно, провести прямые измерения контактного сопротивления <sup>6</sup>. Было предложено использовать указанный нелинейный эффект для обнаружения ослабленных соединений металлических деталей, а также трещин в металлических деталях и конструкциях <sup>7</sup>. С использованием описанного нелинейного эффекта созданы так называемые нелинейные радиолокаторы <sup>7-10</sup>, обладающие способностью обнаруживать металлические объекты искусственного происхождения на фоне сильных мешающих отражений от земной поверхности.

Упомянутые случаи можно рассматривать как различные проявления эффекта нелинейного рассеяния радиоволн объектами, содержащими контакты металлических поверхностей.

В настоящее время по ряду причин (см. далее, гл. 2) исчерпывающей ясности в физических механизмах протекания тока через такие контакты нет (см., например, <sup>9</sup>). Наряду с этим в зарубежной и отечественной периодической литературе опубликован ряд работ, освещающих особенности и закономерности нелинейных явлений, вызываемых наличием таких контактов, как в связи с упомянутыми паразитными эффектами ИМП, так и в связи их полезными применениями.

В данной статье рассматриваются экспериментальные и теоретические аспекты указанного явления нелинейного рассеяния радиоволн \*).

## 2. НЕЛИНЕЙНЫЕ СВОЙСТВА КОНТАКТА МЕТАЛЛ — ОКИСЕЛ — МЕТАЛЛ

Контакт металлических поверхностей осуществляется обычно через тонкую пленку окисла, которую в большинстве случаев приближенно можно считать диэлектриком или высокоомным полупроводником <sup>12, 13</sup>.

В ряде работ теоретически и экспериментально показано, что при достаточно малой толщине диэлектрической пленки (менее нескольких десятков ангстрем) основным механизмом переноса носителей заряда через контакт металлов, разделенных такой пленкой, является туннельный эффект <sup>14-20</sup> (см. литературу в <sup>14</sup>).

В работе <sup>17</sup> получены выражения для вольт-амперной характеристики (ВАХ) туннельного тока через контакт с учетом влияния диэлектрика и сил электрического изображения на величину и форму потенциального барьера в диэлектрическом слое. При небольших напряжениях на контакте (обычно менее  $\sim 1$  В) эту ВАХ при одинаковых металлах, образующих контакт, можно аппроксимировать следующей нелинейной зависимостью:

$$i = \frac{v + \beta v^3}{R_0}; \quad (2)$$

здесь  $v$  — напряжение на контакте,  $i$  — туннельный ток через контакт,  $\beta$  — коэффициент нелинейности ВАХ,  $R_0 = \rho_0/a_T$  — начальное (при  $v = 0$ ) сопротивление контакта,  $\rho_0$  — «удельное» сопротивление туннельного контакта,  $a_T$  — площадь туннельного контакта.

\*) Мы здесь не касаемся нелинейных эффектов, связанных с нелинейной зависимостью векторов электрической или магнитной поляризации от соответствующих полей в среде <sup>11</sup>.

Величины  $\rho_0$  и  $\beta$  зависят от высоты барьера  $\phi_0$ , толщины диэлектрической пленки  $s$ , а также от величины относительной диэлектрической проницаемости диэлектрика  $\epsilon$ . Величина  $\rho_0$  сильно зависит от  $s$  и  $\phi_0$  (изменяется на несколько порядков при изменении  $s$  или  $\phi_0$  вдвое), а коэффициент  $\beta$  нелинейности ВАХ изменяется мало и имеет порядок  $1 \text{ В}^{-2}$  при типичных значениях  $s$  (10–30 Å) и  $\phi_0$  (1–2 В). При напряжениях на контакте больше 1–1,5 В ток растет с увеличением напряжения гораздо сильнее, чем по формуле (2).

Как известно, туннельный ток слабо зависит от температуры. Так, например, туннельный ток контакта с толщиной пленки  $s = 20 \text{ Å}$  и высотой барьера  $\phi_0 = 1,5 \text{ В}$  меняется менее чем на 10% при изменении температуры  $T$  от абсолютного нуля до 300 К<sup>19</sup>.

Если контакт образован неодинаковыми металлами, то ВАХ становится несимметричной<sup>20</sup>; формулу (2) в этом случае следует дополнить квадратичным членом (он определяет детектирующие свойства контакта металл — окисел — металл<sup>21</sup>).

Наряду с туннельной эмиссией к числу основных механизмов прохождения тока в контакте металл — окисел — металл относится и надбарьерная (шоттковская) эмиссия, т. е. зависящая от внешнего электрического поля термоэмиссия из металла электронов с энергией, превышающей высоту барьера<sup>14, 20, 22</sup>. ВАХ термоэмиссионного (шоттковского) тока также нелинейна.

Соотношение между туннельным и термоэмиссионным токами зависит от высоты барьера, толщины диэлектрического слоя, температуры и приложенного напряжения. В работе<sup>20</sup> сравнены расчетные ВАХ термоэмиссионного тока и туннельного токов через контакт металл—диэлектрик—металл для типичных значений высоты барьера  $\phi_0$  и толщины диэлектрика  $s$  при  $T = 300 \text{ К}$ . При  $s \leq 40 \text{ Å}$  для всех значений  $\nu$  доминирует туннельный ток. При  $s \geq 50 \text{ Å}$  при малых напряжениях преобладает термоэмиссионный ток, а начиная с некоторого напряжения на контакте — туннельный ток. Термоэмиссионный ток резко уменьшается с понижением температуры.

При наличии примесей в слое диэлектрика перенос заряда может происходить благодаря так называемой прыжковой проводимости, т. е. посредством перескоков электронов по локализованным состояниям, расположенным в глубине запрещенной зоны диэлектрика<sup>14, 23</sup>.

Помимо указанных, возможны еще и другие существенные механизмы переноса заряда через тонкие слои окисла между металлическими поверхностями (см. обзорные статьи в<sup>14</sup>).

В реальных металлических конструкциях слой окисла, разделяющий металлические поверхности, является обычно весьма несовершенным, электрически «грязным» диэлектриком, обладающим большим количеством примесей и дефектов, с неоднородной структурой и неодинаковой в разных местах толщиной. В ряде случаев, как, например, при окислении железа, пленки окисла могут состоять из нескольких слоев с разным химическим составом<sup>13</sup>. Физические исследования механизмов прохождения тока через такие «грязные» неоднородные пленки окислов чрезвычайно затруднены, в связи с чем физические процессы в них мало изучены.

Сложность и многообразие явлений в такого рода контактах можно проиллюстрировать результатами экспериментов по измерению ВАХ контактов из стали в диапазоне температур 77 К — 300 К<sup>24, 25</sup>. В зависимости от точки контактирования одних и тех же образцов контактов пар — плоскость из стали (сталь 20) могли наблюдаться ВАХ существенно разных типов, представленные на рис. 1. Для  $T = 300 \text{ К}$  типичной являлась ВАХ типа рис. 1, а («кубичная» ВАХ), изредка наблюдалась ВАХ типа рис. 1, б (ВАХ типа «интеграл»).

При температуре 77 К для большинства точек контактирования наблюдалась S-образная ВАХ с падающим участком с отрицательным сопротивле-

нием (рис. 1, *е*). При увеличении сопротивления внешней цепи  $R_A$  обнаружена устойчивая генерация релаксационного типа (засвеченные участки на рис. 1, *г*) с частотами 20—60 МГц; при меньшем сопротивлении, изменяя напряжение источника, можно было наблюдать эффект переключения (т. е. резкое изменение напряжения на контакте). При повышении температуры до 300 К S-образная ВАХ, как правило, превращалась в «кубичную» ВАХ (см. рис. 1, *а*) и лишь крайне редко сохраняла S-образную форму с неустой-

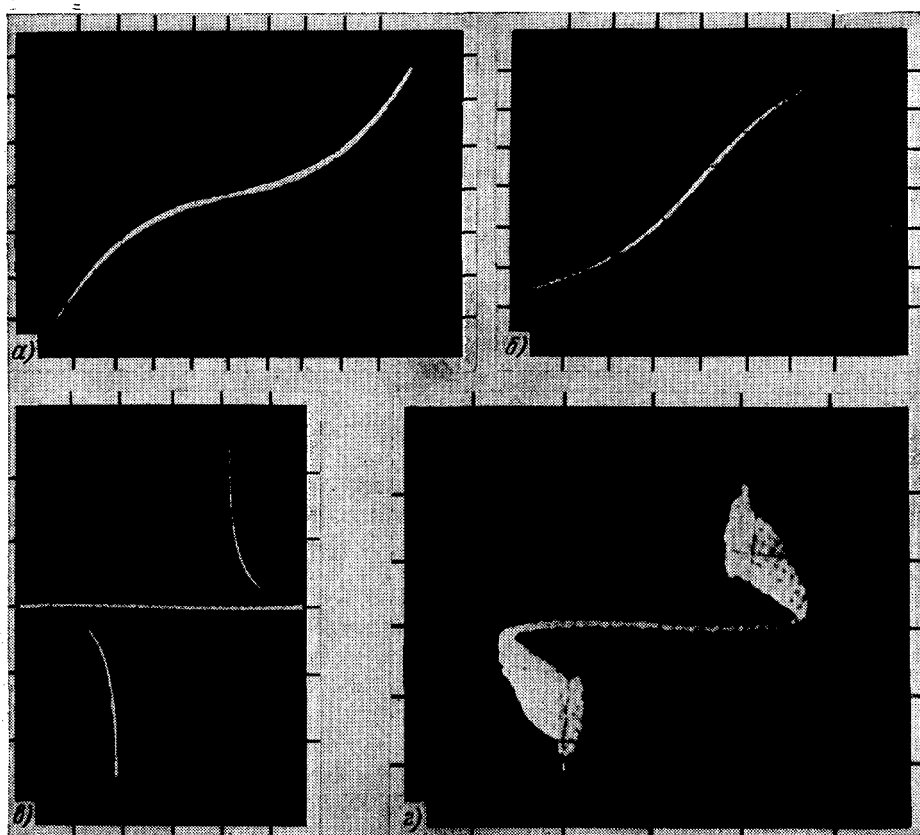


Рис. 1. Экспериментальные ВАХ контакта из стали при  $T = 77\text{--}300$  К. Контакт шар (радиус 3 мм) — плоскость, отполированный, а затем окисленный на воздухе при  $400^\circ\text{C}$  в течение 8 часов.

*а*) Масштаб по осям:  $x - 0,5$  В/дел,  $y - 6$  мА/дел; *б*) масштаб по осям:  $x - 1$  В/дел,  $y - 50$  мА/дел; *в*) масштаб по осям:  $x - 5$  В/дел;  $y - 10$  мА/дел; сопротивление внешней цепи  $R_A = 1$  кОм; *г*) масштаб по осям:  $x - 5$  В/дел,  $y - 0,7$  мА/дел; сопротивление внешней цепи  $R_A = 10$  кОм.

чивой генерацией. В тех случаях, когда при 77 К ВАХ имела «кубичную» форму рис. 1, *а*, эта форма сохранялась и при повышении  $T$  до 300 К с незначительным, как правило, изменением абсолютного значения тока. Можно полагать, что для этих случаев, судя по слабой температурной зависимости ВАХ, преобладающим был туннельный ток. S-образная ВАХ наблюдалась также в контактах с пленкой окисла ниобия в работе <sup>26</sup>; механизм возникновения отрицательного сопротивления связывался с явлением лавинного размножения при ударной ионизации — обратимым пробоем <sup>26, 14</sup>.

Показано <sup>24, 25</sup>, что типичная при 300 К «кубичная» ВАХ рис. 1, *а* независимо от ее формы при 77 К, снятая при 300 К для нескольких указанных образцов контактов, описывается с высокой точностью формулой (2) при напряжении на контакте меньше 1—1,5 В. При изменении контактного давления в довольно широких пределах (от 0 до  $\sim 2$  кгс) коэффициент нелиней-

ности  $\beta$  ВАХ не менялся (для исследованных контактов он имел порядок  $1 \text{ В}^{-2}$ ), в противоположность сопротивлению  $R_0$  и емкости  $C$  контакта, которые сильно зависят от давления. При напряжении на контакте более  $\sim 1,5 \text{ В}$  ВАХ идет гораздо круче, чем согласно (2), а при дальнейшем увеличении напряжения режим становился неустойчивым, и в большинстве случаев наступал необратимый пробой контакта. Зависимость (2) получена при напряжениях  $< 1-1,5 \text{ В}$  и для контактов из других металлов авторами работ <sup>24, 25</sup> и в работе <sup>27</sup>.

Ряд особенностей нелинейного эффекта возникновения гармоник и комбинационных частот в контактах металлов на радиочастотах изучен экспериментально в работах <sup>24, 25, 28, 29, 30</sup>.

В работах <sup>28-30</sup> измерялся уровень интермодуляционных помех, вызванных контактами, включенными в коаксиальную линию тракта сверхвысоких частот (СВЧ). Эксперименты проводились по примерно одинаковой методике в диапазонах  $\sim 3 \text{ ГГц}$  <sup>28</sup>,  $\sim 4 \text{ ГГц}$  <sup>29</sup>,  $\sim 1,5 \text{ ГГц}$  <sup>30</sup> путем измерения мощности  $P_{\text{нел}}$  ИМП 3-го ( $2f_1 - f_2$ ) и 5-го ( $3f_1 - 2f_2$ ) порядков, возникающих в контакте при прохождении через него СВЧ токов близких частот  $f_1$  и  $f_2$  с известной мощностью  $P_{\text{осн}}$ , одинаковой для обеих частот. Основное внимание уделено контактам типа шар (радиус от 1 до 10 мм) — плоскость, поскольку другие формы контактов (плоские, конус — плоскость и т. п.) оказались менее удобными для экспериментов.

Основные результаты проведенных в <sup>28-30</sup> экспериментов сводятся к следующему.

Достоверно установлено, что причиной исследованных ИМП является пленка окисла на контактирующих металлических поверхностях.

Интенсивность ИМП падает с увеличением силы давления на контакт. При определенном, достаточно большом критическом давлении, величина которого зависит от рода металла, толщины и прочности окисла, а также от чистоты обработки поверхности, уровень ИМП падает ниже порога чувствительности аппаратуры вследствие механического повреждения окисла и установления в этом месте истинного контакта металл-металл. По этой причине у контактов из бескислородной меди, бескислородного электрополированного никеля, бериллиевой меди и т. п., которые являются электрически сравнительно «чистыми» контактами, т. е. имеют очень тонкую и непрочную окисную пленку, уровень ИМП был пренебрежимо мал при давлении порядка 100 гс (при радиусе шарового контакта порядка 1 мм). При тех же условиях эксперимента у аналогичных контактов из стали, нержавеющей стали, алюминия и пр., у которых пленка окисла достаточно прочная, наблюдался высокий уровень ИМП (порядка  $-60 \text{ дБ/Вт}$  при мощности  $P_{\text{осн}}$  в линии 1 Вт).

При повышении чистоты обработки поверхности контактов уровень ИМП увеличивался, а величина критического давления уменьшалась.

У контактов с гальваническим покрытием золотом или серебром уровень ИМП падал ниже порога чувствительности аппаратуры уже при контактном давлении 10 гс.

При введении между контактирующими металлическими поверхностями пленки из диэлектрика (тефлон и т. п.) достаточной толщины уровень ИМП падал ниже чувствительности аппаратуры <sup>29</sup>. Этот прием может быть использован для уменьшения уровня ИМП от фланцевых соединений в волноводных трактах. Другой способ заключается в значительном увеличении силы прижатия волноводных фланцев.

У всех исследованных контактов для зависимости мощности нелинейного отклика 3-го порядка  $P_{\text{нел}}$  от мощности  $P_{\text{осн}}$  первых гармоник, проходящей через контакт в линии, соблюдается следующий закон <sup>28-30</sup>:

$$P_{\text{нел}} = k P_{\text{осн}}^m, \quad (3)$$

где показатель степени  $m$  в среднем равен 3.

Типичная экспериментальная зависимость  $P_{\text{нел}}$  от  $P_{\text{осн}}$  в логарифмическом масштабе (в дБ) представлена<sup>28</sup> на рис. 2. Она имеет вид прямой с крутизной, равной 3 (разброс экспериментальных данных в величине  $m$  в работе<sup>28</sup> составляет  $\Delta m = \pm 0,1$ ).

Мощность ИМП 3-го порядка значительно выше, чем у ИМП 5-го порядка.

Сравнивая результаты указанных экспериментов, проведенных различными исследователями в различных частотных диапазонах на сверхвысо-

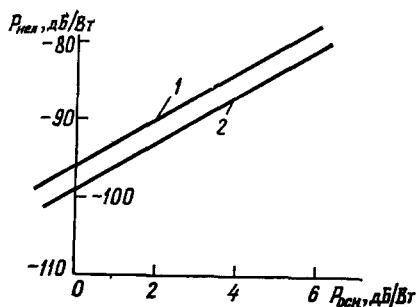


Рис. 2. Экспериментальная зависимость мощности  $P_{\text{нел}}$  ИМП 3-го порядка ( $f_K = 2f_1 - f_2$ ) от мощности  $P_{\text{осн}}$  первых гармоник для контакта в коаксиальной линии. Контакт шар (радиус 1,5 мм) — плоскость из отполированного алюминия. 1 — давление на контакт 50 г, 2 — давление на контакт 200 г.  $f_2 = 4156$  МГц,  $f_1 = 4021$  МГц,  $f_K = 3886$  МГц;  $P_{f_1} = P_{f_2} = P_{\text{осн}}$ .

ких частотах (1,5—6 ГГц) можно отметить сильную частотную зависимость интенсивности ИМП<sup>30</sup>. Так, при изменении частоты вдвое с  $\sim 1,5$  ГГц<sup>30</sup> до  $\sim 3$  ГГц<sup>29</sup> уровень ИМП уменьшался, как правило, более чем на 20 дБ.

Теоретический анализ вопроса об интенсивности ИМП в описанных работах не проводился.

Иная, более общая, чем описываемая формулой (3) закономерность, обнаружена авторами работ<sup>24, 25</sup> при проведении экспериментов с контактами металлов на более низких частотах.

На рис. 3 изображена в логарифмическом масштабе (в дБ) зависимость относительного уровня амплитуды напряжения третьей гармоники на кон-

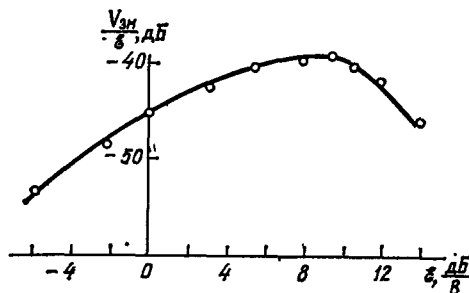


Рис. 3. Экспериментальная зависимость относительного уровня третьей гармоники на контакте от амплитуды э. д. с. в электрической цепи.

Контакт из стали (сталь 20) шар (радиус 3 мм) — плоскость, отполированный, а затем окисленный на воздухе при 400 °С в течение 8 часов; сопротивление внешней цепи  $R_A = 200$  Ом;  $R_0 = 100$  Ом;  $\beta = 1,75$  В<sup>-1</sup>.

такте  $V_{3м}/\varepsilon$  от амплитуды  $\varepsilon$  э. д. с. первой гармоники в электрической цепи, содержащей контакт окисленных стальных поверхностей, генератор звуковой частоты и последовательно соединенный резистор<sup>24</sup>. Эта зависимость соответствует закону (3) лишь при малом уровне э. д. с.  $\varepsilon$  ( $< 1$  В) генератора на частоте первой гармоники. При некотором уровне  $\varepsilon$  наступает насыщение (появляется широкий максимум величины  $V_{3м}/\varepsilon$ , и при дальнейшем увеличении  $\varepsilon$  относительный уровень третьей гармоники уменьшается).

Аналогичная закономерность получена в работах<sup>24, 25</sup> на частотах порядка 300 МГц (см. далее, гл. 3). Теоретическое объяснение этих результатов, а также частотных свойств эффекта нелинейного рассеяния радиоволн, рассматривается далее в гл. 3.

### 3. НЕКОТОРЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ НЕЛИНЕЙНОГО РАССЕЯНИЯ РАДИОВОЛН, ВЫЗВАННОГО КОНТАКТАМИ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ

Рассмотрим электрическую схему, изображенную на рис. 4, которая феноменологически описывает поведение контакта металл-окисел-металл в электрической цепи и к которой, как показано далее, можно свести ряд важных случаев нелинейного рассеяния радиоволн.

Будем полагать, что нелинейный контакт  $K$  имеет вольт-амперную характеристику, которая, в соответствии с экспериментальными данными, при напряжении на контакте  $v < 1 - 1,5$  В описывается формулой (2). Напряжение  $v$  на контакте (рис. 4) удовлетворяет при этом дифференциальному уравнению

$$\frac{1}{\omega_A} \frac{dv}{dt} + v + \frac{a\beta}{1+a} v^3 = \frac{e(t)}{1+a}, \quad (4)$$

где обозначено

$$a = \frac{R_A}{R_0}, \quad \omega_A = 2\pi f_A = \frac{1}{C \left( \frac{R_A R_0}{R_A + R_0} \right)}.$$

Частоту  $f_A$  будем называть критической частотой контакта.

Конкретизируем э. д. с., положив ее для начала в виде

$$e(t) = \mathcal{E} \sin 2\pi f t. \quad (5)$$

Нелинейное дифференциальное уравнение (4) является частным случаем уравнения Абея первого рода и в квадратурах в общем случае не решается.

Однако, пользуясь принятыми методами теории нелинейных колебаний<sup>31</sup>, можно сравнительно просто получить приближенное решение уравнений (4), (5) и с достаточной точностью определить нелинейный отклик указанной схемы с нелинейным контактом.

Из схемы рис. 4 и формул (2) и (5) следует, что при  $R_A = 0$  ток через нелинейный контакт содержит только первую и третью гармоники частоты  $f$ . Поэтому естественно предположить, что и при  $R_A \neq 0$  в нелинейном отклике эти гармоники будут преобладающими и что приближенное решение следует искать в форме

$$v \approx v_1 + v_3, \quad (6)$$

где  $v_1$  — напряжение первой гармоники с амплитудой  $V_{1м}$ , а  $v_3$  — напряжение третьей гармоники с амплитудой  $V_{3м}$ . При этом будем полагать амплитуду  $V_{3м}$  настолько меньшей, чем  $V_{1м}$ , чтобы можно было пренебречь членами порядка  $(V_{3м}/V_{1м})^2$  по сравнению с единицей.

В соответствии с квазилинейным методом нелинейной теории колебаний<sup>31</sup>, определим из формулы (2) сопротивление контакта для первой гармоники (пренебрегая при этом членами порядка  $V_{3м}^2/V_{1м}^2$ )<sup>32</sup>:

$$R_1 = \frac{V_{1м}}{J_{1м}} = \frac{R_0}{1 + (3/4) \beta V_{1м}^2}. \quad (7)$$

Описывая далее, согласно квазилинейному методу<sup>31</sup>, линейную часть схемы рис. 4 соответствующими импедансами и комплексными амплитудами и используя (7) в качестве характеристики контакта, можно получить следующее алгебраическое уравнение для определения амплитуды  $V_{1м}$  напря-

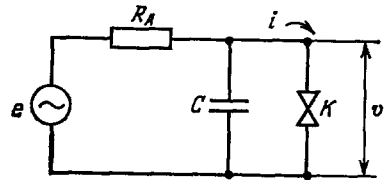


Рис. 4. Электрическая схема цепи с нелинейным контактом.

$e(t)$  — внешняя э. д. с.,  $C$  — емкость контакта,  $K$  — нелинейный контакт.

жения на контакте <sup>32</sup>:

$$k^2 (V_{1M}^2)^3 + 2k_i (V_{1M}^2)^2 + V_{1M}^2 \left[ 1 + \left( \frac{f}{f_A} \right)^2 \right] = \left( \frac{\mathcal{E}}{1+a} \right)^2, \quad (8)$$

где обозначено

$$k = \frac{3a\beta}{4(1+a)}.$$

Аналогичным образом из (6) и (2) в том же приближении можно получить формулу для определения искомой амплитуды третьей гармоники — нелинейного отклика схемы рис. 4:

$$V_{3M}^2 = \frac{\left[ \frac{a\beta}{4(1+a)} V_{1M}^3 \right]^2}{\left[ 1 + \frac{3a\beta}{2(1+a)} V_{1M}^2 \right]^2 + 9 \left( \frac{f}{f_A} \right)^2}. \quad (9)$$

При достаточно слабых сигналах, когда сопротивление контакта  $R_1$  из (7) можно приближенно считать равным  $R_0$ , получаем

$$\left( \frac{V_{3M}}{\mathcal{E}} \right)^2 = \frac{(a\beta)^2 \cdot \mathcal{E}^4}{16(1+a)^8 \left[ 1 + \left( \frac{f}{f_A} \right)^2 \right]^3 \left[ 1 + 9 \left( \frac{f}{f_A} \right)^2 \right]}. \quad (10)$$

При очень сильных сигналах из (8) и (9) получаем \*)

$$\frac{V_{3M}}{\mathcal{E}} \approx \frac{V_{1M}}{6\mathcal{E}} \approx \frac{1}{6} \sqrt[3]{\frac{4}{3a\beta\mathcal{E}^2}}. \quad (11)$$

Таким образом, закономерность (3) справедлива лишь при достаточно слабых сигналах. При сильных сигналах относительный уровень нелинейного отклика уменьшается с ростом мощности сигнала основной частоты. Качественно это объясняется тем, что сопротивление контакта для первой гармоники падает при увеличении амплитуды  $\mathcal{E}$  э. д. с., и в результате рост  $V_{1M}$  и  $V_{3M}$  все в большей степени отстает от роста э. д. с. Тем же методом можно получить формулу для нелинейного отклика на комбинационных частотах  $2f_1 \pm f_2$ , когда э. д. с. представляет собой сумму колебаний двух частот  $f_1$  и  $f_2$ .

Перейдем к рассмотрению нелинейного рассеяния радиоволн, вызванного контактами металлических поверхностей.

При распространении электромагнитных волн в открытом пространстве общепринятой мерой интенсивности их рассеяния (линейного) данным объектом является эффективная площадь рассеяния (ЭПР)  $\sigma$  этого объекта, определяемая соотношением <sup>33</sup>

$$\sigma = 4\pi r^2 \frac{\Pi_{\text{пр}}}{\Pi}, \quad (12)$$

где  $\Pi_{\text{пр}}$  — поток мощности (Вт/м<sup>2</sup>), рассеянной объектом волны, измеренный в дальней (фраунгоферовой) зоне на расстоянии  $r$  от объекта,  $\Pi$  — поток мощности волны, падающей на объект.

Естественно и при нелинейном рассеянии радиоволн объектами, содержащими контакты металлических поверхностей, также принять в качестве меры интенсивности нелинейного рассеяния величину ЭПР, обобщив соответствующим образом соотношение (12). Такое обобщение может быть проведено по-разному <sup>7, 9, 32, 34</sup>. В дальнейшем изложении мы придерживаемся работы <sup>32</sup>, где нелинейная эффективная площадь рассеяния (НЭПР) определяется формулой (12), с тем отличием от линейного рассеяния, что при нелинейном рассеянии  $\Pi_{\text{пр}}$  и  $\Pi$  относятся к разным частотам:  $\Pi_{\text{пр}}$  измеряется на частоте рассеянной волны (частоте гармоники или комбинацион-

\*) При некотором сочетании параметров контакта увеличение  $\mathcal{E}$  может привести к пробое и разрушению окисной пленки («фритинг» <sup>12</sup>), прежде чем будет достигнута зависимость (11).



ной частоте), а  $\Pi$  — суммарный поток мощности волн, облучающих объект, если объект облучается волнами нескольких частот. В отличие от линейного рассеяния, при нелинейном рассеянии радиоволн НЭПР  $\sigma_n$  зависит от потока  $\Pi$  мощности облучения.

Теоретический расчет ЭПР более или менее сложных объектов при линейном рассеянии радиоволн не прост<sup>35</sup> и достаточно строго проведен лишь для объектов с простейшими геометрическими формами<sup>36</sup>. Для сложных объектов ЭПР определяется обычно экспериментальным путем.

При нелинейном рассеянии радиоволн получение величины ЭПР теоретическим путем намного сложнее, чем при линейном рассеянии.

Тонкий вибратор (диполь), содержащий контакт металлов с нелинейной ВАХ (нелинейный вибратор), представляет собой простейшую модель для расчета нелинейной ЭПР. Подобно тому, как исследование вибратора (диполя) Герца позволяет выяснить основные закономерности излучения и линейного рассеяния радиоволн, исследование нелинейного вибратора дает возможность установить основные закономерности нелинейного рассеяния радиоволн. Вместе с тем в виде нелинейного вибратора можно представить ряд вытянутых



Рис. 5. Нелинейный вибратор.

в одном направлении реальных металлических объектов, в частности описанные в<sup>3</sup> проволочные антенны, создававшие интенсивные нелинейные помехи.

Важным достоинством нелинейного вибратора является также то, что благодаря его простоте при его использовании в эксперименте можно достаточно точно контролировать параметры нелинейного контакта и в связи с этим сравнить теоретические и экспериментальные данные.

В работах<sup>24, 25</sup> приводятся результаты измерений НЭПР нелинейного вибратора, которые сравниваются с результатами теории, развитой в работе<sup>32</sup>. Поскольку теоретические и экспериментальные результаты, полученные для нелинейного вибратора, характеризуют также общие закономерности описанного явления нелинейного рассеяния радиоволн, остановимся на них несколько подробнее.

Если тонкий нелинейный вибратор (рис. 5), находящийся в свободном пространстве, облучить электромагнитной волной, то наведенная в вибраторе э. д. с. вызовет в нем ток этой частоты, который, проходя через контакт  $K$  двух металлических малых тел, включенных в цепь вибратора, создаст на контакте падение напряжения. Это напряжение вследствие нелинейности ВАХ контакта возбудит в вибраторе токи гармоник. При воздействии монохроматической волны это будет в основном третья гармоника. Соответственно в поле волны, рассеянной вибратором, помимо колебаний на частоте облучающей волны, появятся колебания на частоте третьей гармоники (если вибратор облучается волнами нескольких частот, то появятся также рассеянные волны на комбинационных частотах 3-го порядка; этот случай рассматривается в дальнейшем).

При расчете нелинейного отклика такого вибратора, в соответствии с квазилинейным методом<sup>31</sup>, линейную часть системы вибратор-контакт будем описывать соответствующим импедансом, а контакт — при вычислении тока и напряжения первой гармоники — его сопротивлением (7). Для простоты расчета положим, что размеры контактирующих тел намного меньше длины вибратора.

Положим также, что электрический вектор падающей волны параллелен вибратору и что частота облучающей волны  $f$  равна резонансной частоте тонкого полуволнового вибратора без контакта, т. е.  $f = c/\lambda = c/4l$  (это предположение не принципиальное и вводится лишь для большей ясности выводов). Для этой частоты сопротивление вибратора, приведенное к точкам включения контакта, чисто активное и равно сопротивлению излучения  $R_A$ . Для тонкого вибратора с резонансной частотой  $f$  частота  $3f$  тоже резо-

нансная, и поэтому сопротивление вибратора на частоте  $3f$ , приведенное к точкам включения контакта, чисто активное и равно сопротивлению излучения  $R_{A3}$  на этой частоте. Ввиду незначительной разницы в значениях  $R_A$  и  $R_{A3}$  ( $R_A \approx 73$  ом,  $R_{A3} \approx 90$  ом<sup>37</sup>) для упрощения конечных формул будем полагать  $R_{A3} \approx R_A$ .

В соответствии с вышеизложенным электрическая схема нелинейного вибратора, приведенная к точкам включения контакта, совпадает со схемой рис. 4. Расчет нелинейного отклика такой схемы проведен выше квазилинейным методом нелинейной теории колебаний и может быть непосредственно использован для определения нелинейной ЭПР  $\sigma_n$  нелинейного вибратора на частоте третьей гармоники.

Действительно, мощность  $P_n$ , рассеиваемая вибратором на этой частоте, равна, согласно схеме рис. 4,

$$P_n = \frac{V_{3M}^2}{2R_{A3}} \approx \frac{V_{3M}^2}{2R_A}. \quad (13)$$

Поток  $\Pi_{пр}$  рассеянной мощности на расстоянии  $r$  в дальней зоне определяется формулой<sup>37</sup>

$$\Pi_{пр} = \frac{P_n D_3}{4\pi r^2}, \quad (14)$$

где  $D_3$  — коэффициент направленного действия вибратора в данном направлении.

Учитывая, что э. д. с.  $\mathcal{E}$ , наведенная в вибраторе, связана с потоком мощности облучения  $\Pi$  на частоте первой гармоники соотношением<sup>37</sup>

$$\mathcal{E}^2 = \frac{2\lambda^2}{\pi^2} W_0 \Pi, \quad (15)$$

где  $W_0 = 120\pi$  Ом — волновое сопротивление свободного пространства, можно из (12) — (15) получить следующее выражение для НЭПР  $\sigma_n$ :

$$\frac{\sigma_n}{\lambda^2} = \frac{D_3 W_0}{\pi^2 R_A} \left( \frac{V_{3M}}{\mathcal{E}} \right)^2. \quad (16)$$

Из (10), (16) получим следующее выражение для НЭПР полуволнового нелинейного вибратора при слабых сигналах:

$$\sigma_n = \frac{\beta^2 D_3 W_0^3 \lambda^6 R_A \Pi^2}{4\pi^6 R_0^2 \left(1 + \frac{R_A}{R_0}\right)^8 \left[1 + \left(\frac{f}{f_A}\right)^2\right]^3 \left[1 + 9\left(\frac{f}{f_A}\right)^2\right]}. \quad (17)$$

При слабых сигналах имеет место квадратичная зависимость НЭПР (и кубичная зависимость мощности  $P_{пр}$ , регистрируемой приемником на частоте  $3f$ ) от потока мощности  $\Pi$  облучения.

Из формулы (17) следует сильная зависимость величины НЭПР  $\sigma_n$  и нелинейной мощности  $P_{пр}$  от отношения  $f/f_A$ : при  $f/f_A \gg 1$  по 8-й степени этого отношения. При достаточно большом потоке  $\Pi$  мощности облучения из (11) и (16) можно получить следующее приближенное выражение для НЭПР  $\sigma_n$  при сильных сигналах:

$$\sigma_n \approx \frac{D_3}{100R_A} \sqrt[3]{\frac{\lambda^2 W_0}{\left(\beta \frac{R_A}{R_0}\right)^2 \Pi^2}}. \quad (18)$$

Зависимость  $\sigma_n$  от  $\Pi$  здесь существенно другая, чем при слабых сигналах: при сильных сигналах НЭПР  $\sigma_n$  уменьшается с увеличением потока  $\Pi$  мощности облучения. Следовательно, при некотором промежуточном значении  $\Pi$  величина  $\sigma_n$  достигает максимума. Заметим также, что при достаточно сильных сигналах  $\sigma_n$  не зависит от  $f_A$ .

На рис. 6 представлены в логарифмическом масштабе (в дБ) расчетные зависимости  $\sigma_n/\lambda^2$  от амплитуды  $\mathcal{E}$  э. д. с., наведенной в вибраторе, для различных значений параметров  $\alpha = R_A/R_0$  и  $f/f_A$  <sup>32</sup>.

Линейный восходящий участок кривых рис. 6 соответствует области слабых сигналов, когда справедлива квадратичная зависимость  $\sigma_n$  (и кубическая зависимость мощности  $P_{пр}$ , регистрируемой приемником) от  $\Pi$ . Из рис. 6 видно, что при увеличении  $\Pi$  ( $\mathcal{E}$ ) наблюдается насыщение (широкое плато зависимости  $\sigma_n = f(\Pi)$ ) и уменьшение  $\sigma_n$  при дальнейшем росте  $\Pi$  \*).

Как и ранее, при рассмотрении схемы рис. 4 качественно это объясняется уменьшением сопротивления  $R_1$  контакта для первой гармоники по мере увеличения  $\mathcal{E}(\Pi)$ .

Как указывалось, при увеличении  $\nu$  ток нарастает более круто, чем согласно зависимости (2). Это приводит к еще большему замедлению роста напряжения (ограничение напряжения) с увеличением  $\mathcal{E}(\Pi)$ , чем при ВАХ кубического типа (2). Из вышеизложенного качественного объяснения следует поэтому, что величина  $\sigma_n$  при больших  $\Pi$  должна уменьшаться с ростом  $\Pi$  несколько сильнее, чем по закону  $1/\Pi^{2/3}$  (формула (18)), а именно, по закону, промежуточному между  $1/\Pi^{2/3}$  и  $1/\Pi$ . (Закон  $\sigma_n \sim 1/\Pi$  соответствует полному ограничению напряжения на контакте.)

Формулы, подобные (17) и (18), могут быть получены также для НЭПР  $\sigma_{нк}$  на комбинационной частоте  $f_k = 2f_1 - f_2$ , если  $f_1$  и  $f_2$  достаточно близки к резонансной частоте вибратора  $f$ , так что можно воспользоваться схемой рис. 4. Основное отличие формулы для  $\sigma_{нк}$  при слабых сигналах от формулы (17) на частоте  $3f$  заключается в замене двух частотно зависимых множителей в знаменателе (17) одним:  $[1 + (f/f_A)^2]^4$ . Кроме того, коэффициент направленного действия  $D_3$  для частоты  $3f$  заменяется соответствующей величиной  $D_1$  для частоты  $f$ .

Отличия в формуле для  $\sigma_{нк}$  при сильных сигналах от соответствующей формулы (18) менее значительны (в основном замена  $D_3$  на  $D_1$ ).

Аналогично вышеизложенному, легко рассчитать ИМП для описанного в гл. 2 случая, когда нелинейный контакт включен в фидерный тракт — в коаксиальную линию, нагруженную с обоих концов на ее волновое сопротивление. Не приводя соответствующих формул, отметим, что и в этом случае, как и для нелинейного рассеяния в открытом пространстве, при слабых сигналах получается квадратичная зависимость относительного уровня  $P_{нел}/P_{осн}$  и кубическая зависимость абсолютного уровня  $P_{нел}$  нелинейного отклика 3-го порядка от мощности  $P_{осн}$  на основных частотах, а при сильных сигналах получается уменьшение этого относительного уровня при увеличении  $P_{осн}$ .

Вышеизложенное находится в соответствии с результатами экспериментов, проведенных в работах <sup>24, 25</sup>. На основе формулы (17) находит объяснение и упомянутая в гл. 2 сильная частотная зависимость ИМП, наблюдав-

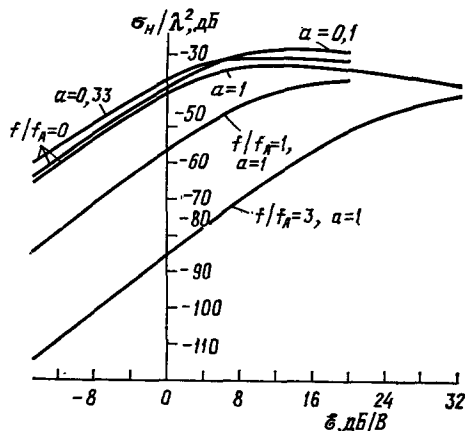


Рис. 6. Расчетная зависимость НЭПР полуволнового нелинейного вибратора от амплитуды наведенной в нем э. д. с. Параметры:  $\alpha = R_A/R_0$ ,  $\beta = 1 \text{ В}^{-2}$ .

\*) Согласно <sup>9</sup> в некоторых неопубликованных экспериментальных работах по нелинейным контактам при большом значении мощности  $P_{осн}$  генератора на основной частоте наблюдалась линейная зависимость мощности  $P_3$  третьей гармоники от  $P_{осн}$ . Автор работы <sup>9</sup> объясняет это линеаризацией ВАХ контакта при больших напряжениях на нем. Заметим, что это соответствует независимости НЭПР  $\sigma_n$  от  $P_{осн}$  при больших  $P_{осн}$ .

шаяся при экспериментах с нелинейными контактами в коаксиальных линиях различных диапазонов СВЧ, а также влияние контактного давления на мощность ИМП.

Тот факт, что авторы работ<sup>28-30</sup> экспериментально наблюдали только начальный восходящий (линейный в логарифмических координатах) участок зависимости  $P_{\text{нел}}$  от  $P_{\text{осн}}$  и не обнаружили рассмотренный выше эффект насыщения и уменьшения относительного уровня  $P_{\text{нел}}/P_{\text{осн}}$ , объясняется тем, что эти авторы экспериментировали в диапазоне сверхвысоких частот, когда заведомо выполнялось неравенство  $f \gg f_A$  (согласно измерениям<sup>24, 25</sup> типичная величина  $f_A$  контактов имеет порядок 300—500 МГц). При такой

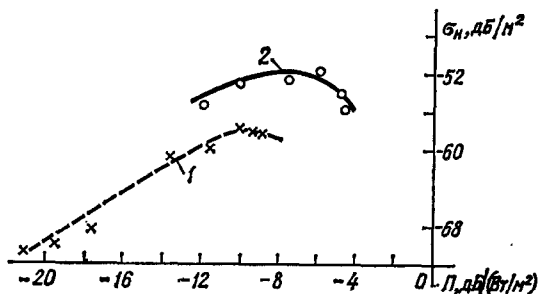


Рис. 7. Экспериментальная зависимость НЭПР полуволнового нелинейного вибратора от потока  $\Pi$  мощности облучения.

1 — вибратор с контактом № 1; 2 — вибратор с контактом № 2.

ситуации, согласно теории<sup>32</sup> и вышеизложенному (см. рис. 6), эффект насыщения может наблюдаться лишь при очень больших значениях проходящей мощности основной частоты, не достигнутых при экспериментах с непрерывными колебаниями на сверхвысоких частотах<sup>28-30</sup>.

На рис. 7 представлены результаты работ<sup>24, 25</sup> по экспериментальному исследованию зависимости НЭПР  $\sigma_n$  нелинейного вибратора от потока мощности  $\Pi$ .

В середину резонансного (и потому несколько укороченного) полуволнового вибратора ( $2l = 47$  см) был включен описанный выше (см. гл. 2, рис. 3) стальной контакт, параметры которого ( $R_0$ ,  $C$ ,  $\beta$ ), а также давление на контакт контролировались в процессе экспериментов. С помощью измерителя поля измерялись значения потока  $\Pi$  падающей на вибратор волны на основной частоте, а также потока  $\Pi_{\text{пр}}$  на частоте третьей гармоники на расстоянии  $r$  в дальней зоне вибратора. По измеренным значениям  $\Pi$  и  $\Pi_{\text{пр}}$  по формуле (12) вычислялась НЭПР  $\sigma_n$  для разных значений  $\Pi$ .

При такого рода экспериментах по исследованию нелинейного рассеяния требуется чрезвычайно высокая степень фильтрации и экранировки генератора сигналов основной частоты: наличие третьей гармоники в его излучении с уровнем выше допустимого может привести к значительным ошибкам измерений. Необходима высокая степень фильтрации на входе измерителя поля, с тем, чтобы неизбежные паразитные наводки колебаний основной частоты не создавали нелинейных продуктов во входной части приемника. Необходимо также, чтобы в конструкции антенн генератора и приемника не возникали нелинейные паразитные эффекты.

Проведенные измерения<sup>24, 25</sup> показали, что развитая в<sup>32</sup> теория с удовлетворительной точностью описывает результаты экспериментов в пределах значений  $\Pi$ , для которых справедлива аппроксимация (2). Хорошее количественное соответствие получается для слабых сигналов. Экспериментально подтвердился эффект насыщения и уменьшения  $\sigma_n$  при увеличении  $\Pi$ . Однако уменьшение  $\sigma_n$  в экспериментах начинается при меньшем значении  $\Pi$ , чем следует из теории. Это объясняется тем, что при больших значениях  $\Pi$  аппроксимация (2), использованная при теоретическом рассмотрении, уже несправедлива.

Приведенные выше теоретические и экспериментальные данные относятся к полуволновому нелинейному вибратору («резонансному» вибратору

ру) \*). Нетрудно показать, что качественно аналогичные результаты должны получаться и при длине вибратора, отличной от  $\lambda/2$ , только уменьшение  $\sigma_n$  должно наступать в этом случае при более высоких значениях  $\Pi$ . Следует ожидать, что и для более сложных объектов, содержащих нелинейные контакты, описанные закономерности, найденные для нелинейного вибратора (переход квадратичной зависимости  $\sigma_n$  от  $\Pi$  к уменьшению  $\sigma_n$  с ростом  $\Pi$  при больших значениях  $\Pi$ ), будут также справедливы. Так, на основании принципа двойственности теории щелевых антенн (принцип А. А. Пистолькорса), можно утверждать, что щелевой вибратор в металлическом экране с нелинейным контактом обладает аналогичными характеристиками нелинейного рассеяния.

Величина НЭПР нелинейного вибратора имеет тот же порядок, что и НЭПР многих металлических объектов, содержащих контакты: согласно экспериментальным данным (см., например, <sup>9</sup>) НЭПР таких объектов находится в пределах  $10^{-6}$ — $10^{-9}$  м<sup>2</sup> при потоке мощности 1 Вт/м<sup>2</sup>. Измерения НЭПР нелинейного вибратора <sup>24, 25</sup> проведены с резонансным (полуволновым) диполем (см. рис. 7), и, по-видимому, поэтому полученные значения НЭПР вибратора близки к верхнему пределу указанных выше величин.

Наличие зависимости ЭПР от потока мощности облучения, характерное для нелинейного рассеяния радиоволн, существенно изменяет качественные и количественные зависимости между величинами, входящими в формулу радиолокации при использовании этого явления <sup>7, 9</sup>. Полагая, что поток мощности облучения соответствует восходящей ветви зависимости  $\sigma_n$  от  $\Pi$  (см. рис. 6, 7) можно для некоторого интервала изменений  $\Pi$  приближенно записать эту функцию в виде степенной зависимости:

$$\sigma_n = \sigma_{n0} \left( \frac{\Pi}{\Pi_0} \right)^{m-1}; \quad (19)$$

здесь  $\Pi_0$  — нормирующий поток мощности, при котором  $\sigma_n = \sigma_{n0}$ ; величины  $\sigma_{n0}$  и  $m$  являются «медленно изменяющимися» от участка к участку функциями  $\Pi$ . При слабых сигналах показатель степени  $m$ , как выше было показано, равен трем. В работе <sup>9</sup> указывается, что для многих объектов  $m \approx 2,5$  при  $\Pi \approx 1$  Вт/м<sup>2</sup>.

При подстановке (19) в уравнение радиолокации <sup>33</sup> получается следующее соотношение для мощности радиосигнала  $P_{пр}$ , принятого нелинейным локатором (возможна работа на третьей гармонике или на комбинационной частоте  $2f_1 - f_2$ ):

$$P_{пр} = \left( \frac{P_n D_1}{4\pi} \right)^m \frac{1}{r^{2m+2}} \frac{\sigma_{n0} A_{пр}}{\Pi_0^{m-1}}, \quad (20)$$

где  $P_n$  — излученная мощность в импульсе при импульсной радиолокации,  $D_1$  — коэффициент усиления передающей антенны на частоте излучения  $f$ ,  $A_{пр}$  — эффективная площадь приемной антенны на частоте приема ( $3f$  или  $f_k = 2f_1 - f_2$ ). При  $m = 1$  из (20) получается зависимость, характерная для обычной (линейной) радиолокации <sup>33</sup>, когда  $P_{пр} \sim r^{-4}$ .

\*) В сборнике статей докладов на симпозиуме в Вашингтонском университете, г. Сياتл, США, «Нелинейные электромагнитные волны» (пер. с англ. под ред. А. А. Веденова. — М.: Мир, 1983) в гл. 11 рассматривается задача о проволочной приемной антенне с нелинейной нагрузкой с произвольной ВАХ. Вычисление напряжения на нелинейной нагрузке сводится к решению нелинейного интегрального уравнения с использованием разложения в бесконечный ряд Вольтерра. При этом вопросы, связанные с обрезанием ряда строго не анализируются. Описаны также различные численные методы решения задачи. Для нелинейной нагрузки с ВАХ, определяемой формулой (2) данной статьи, приведены результаты расчета (без указания, каким конкретным методом они выполнены) в виде графика, приближенно соответствующего известной кубичной зависимости мощности третьей гармоники от мощности облучения (см. рис. 2 данной статьи), что характерно для слабых сигналов. Случай сильных сигналов <sup>32</sup> в указанной работе не проанализирован.

При нелинейной радиолокации зависимость  $P_{\text{пр}}$  от  $r$  иная. Так, при слабых сигналах ( $m = 3$ ) принятая импульсная мощность сигнала  $P_{\text{пр}}$  обратно пропорциональна восьмой степени  $r$ , а при  $m = 2,5$  — седьмой степени  $r$ .

Пользуясь соотношением (20), нетрудно показать, что максимальное значение мощности принятого сигнала  $P_{\text{ф}}$  на выходе согласованного фильтра пропорционально величине  $\mathcal{E}_{\text{изл}} P_{\text{и}}^{m-1}$ , т. е. пропорционально не только энергии излученного сигнала  $\mathcal{E}_{\text{изл}}$ , как в линейной радиолокации<sup>33</sup>, но, кроме того, зависит также непосредственно от импульсной мощности. Поэтому при нелинейной радиолокации, в отличие от линейной, сигнал на выходе согласованного фильтра может быть увеличен при неизменном значении энергии  $\mathcal{E}_{\text{изл}}$  путем увеличения импульсной мощности  $P_{\text{и}}$  излучения. Однако при увеличении  $P_{\text{и}}$  поток мощности  $\Pi$ , облучающей нелинейно рассеивающий объект, может приблизиться к величине, соответствующей насыщению зависимости  $\sigma_{\text{н}}$  от  $\Pi$  (см. рис. 6, 7). На этом участке  $m \approx 1$  и соотношение между величинами в (20) будет такое же, как при линейной радиолокации. При дальнейшем увеличении  $P_{\text{и}}$  рост  $P_{\text{ф}}$  продолжает замедляться и  $P_{\text{ф}}$  стремится к постоянному значению, несмотря на увеличение  $P_{\text{и}}$ . Роста  $P_{\text{ф}}$  в этом случае можно добиться, повышая энергию  $\mathcal{E}_{\text{изл}}$  излучаемых колебаний лишь путем увеличения длительности излучаемого импульса при постоянной величине импульсной мощности  $P_{\text{и}}$ .

Характерной особенностью нелинейного рассеяния радиоволн является то, что амплитуда и фаза нелинейно рассеянной волны в ряде случаев сильно флуктуируют. Это вызвано модуляцией нелинейного отклика контактов металлических частей объекта, которая обусловлена влиянием различного рода малых механических деформаций объекта вследствие вибраций и т. п. Этот процесс носит случайный характер, однако соответствующая корреляционная функция может в ряде случаев содержать характеристики источника механических деформаций<sup>9</sup>.

Указанную модуляцию амплитуды и фазы нелинейно рассеянной волны следует отличать от модуляционного эффекта, вызванного переменными во времени контактами металлических частей объекта при *линейном* рассеянии радиоволн<sup>38</sup>. В последнем случае имеет место *линейная* система с переменными во времени параметрами и интенсивность спектральных компонент вблизи основной частоты, связанных с этими модуляционными эффектами, как правило, больше, чем при нелинейном рассеянии.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрены основные особенности и закономерности нелинейного рассеяния радиоволн, обусловленного контактами металлических поверхностей. Эти закономерности определены, в основном, при теоретическом и экспериментальном исследовании рассеяния радиоволн нелинейным вибратором, т. е. вибратором, содержащим контакт металл—окисел—металл. Такой нелинейный вибратор, несмотря на его простоту, хорошо описывает свойства многих реальных объектов.

Вместе с тем полезно, по-видимому, расширить класс моделей, на которых можно было бы сравнить результаты теоретического и экспериментального исследования нелинейного рассеяния радиоволн. Представляет интерес детальное экспериментальное исследование частотных свойств нелинейного рассеяния радиоволн, вызванного контактами металлических частей объектов.

Весьма желательно также внести большую ясность в природу физических процессов в реальных («грязных») контактах металлических поверхностей объектов.

Автор выражает благодарность Ю. Б. Кобзареву за полезные обсуждения проблемы и С. А. Ахманову и М. А. Миллеру за замечания, сделанные при чтении рукописи.

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Eastman A., Horle L.— Proc. IRE, 1940, v. 28, p. 438.
2. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме.— М.: Физматгиз, 1960.
3. Betts J., Ebenezer D.— Proc. IEE, 1973, v. 120, p. 1337.
4. Cox R.— IEEE Trans., 1970, v. COM-18, p. 33.
5. Amin M., Benson F.— Ibid., 1978, v. EMC-20, p. 376.
6. Peterson V., Harris P.— Electronics, 1966, v. 39, No. 14, p. 93.
7. Fleming M., Mullins F., Watson A.— In: International Conference Radar.— 77.— London, October 1977.— P. 552.
8. Opitz C.— Microwaves, 1976, v. 5, p. 12.
9. Harger R.— IEEE Trans., 1976, v. AES-12, p. 230.
10. Gehman J., Ravenis J.— Patent USA 3.836.960, Sept. 17, 1974.
11. Строганов В. П. Нелинейная металлооптика.— Новосибирск: Наука, Сиб. отделение, 1977.
12. Хольм Р. Электрические контакты.— М.: ИЛ, 1961.
13. Бенар Ж. Окисление металлов. Т. 1, 2 — М.: Металлургия, 1968.
14. Вопросы пленочной электроники/Под ред. Д. В. Зернова, М. И. Елинсона, В. Б. Сандомирского.— М.: Сов. радио, 1966.
15. Frenkel J.— Phys. Rev., 1930, v. 36, p. 1604.
16. Holm R.— J. Appl. Phys., 1951, v. 22, p. 569.
17. Symmons J.— Ibid., 1963, v. 34, p. 1793.
18. Туннельные явления в твердых телах/Пер. с англ. под ред. В. П. Переля.— М.: Мир, 1973.
19. Symmons J.— J. Appl. Phys., 1964, v. 35, p. 2655.
20. Symmons J.— Ibid., p. 2472.
21. Kwok S., Haddad G., Lobov G.— Ibid., 1971, v. 42, p. 554.
22. Шимони К. Физическая электроника.— М.: Энергия, 1977.
23. Корзо В. Ф., Черняев В. Н.— Диэлектрические пленки в микроэлектронике.— М.: Энергия, 1977.
24. Мисежников Г. С., Мухина М. М., Сельский А. Г., Штейншлейгер В. Б.— Радиотехн. и электрон., 1978, т. 23, с. 2655.
25. Мисежников Г. С., Мухина М. М., Сельский А. Г., Штейншлейгер В. Б.— Вопросы радиоэлектрон. Серия общетехн., 1978, вып. 1, с. 26.
26. Chorga K.— Proc. IRE, 1963, v. 51, p. 941.
27. Knauss H., Breslow R.— Ibid., 1962, v. 50, p. 1834.
28. Low W.— Frequenz, 1963, Bd. 17, S. 94.
29. Bayrak M., Benson F.— Proc. IEE, 1975, v. 122, p. 361.
30. Aghazm F., Benson F.— IEEE Trans., 1980, v. EMC-22, p. 142.
31. Крылов Н. М., Боголюбов Н. Н. Новые методы нелинейной механики в их применении к изучению работы электронных генераторов.— М.: Гостехиздат, 1934.
32. Штейншлейгер В. Б.— Радиотехн. и электрон., 1978, т. 28, с. 1329.
33. Справочник по радиолокации/Под ред. М. Скольника. Т. 1.— М.: Сов. радио, 1976.
34. Powers E., Hong J., Kim Y.— IEEE Trans., 1981, v. AES-17, p. 602.
35. Штагер Е. А., Чаевский Е. В. Рассеяние волн на телах сложной формы.— М.: Сов. радио, 1974.
36. Ruck G. T. Radar Cross Section Handbook.— N.Y.: Plenum Press, 1970.
37. Айзенберг Г. З.— Коротковолновые антенны.— М.: Связьиздат, 1962.
38. Bahr A., Frank V., Petro J., Sweeney L.— IEEE Trans., 1977, v. AP-25, p. 512.

